

На правах рукописи

Самарин Кирилл Вячеславович

Исследование нуклонных передач при низкоэнергетических ядерных реакциях
нестационарными квантовыми методами

Специальность 01.04.16 – физика атомного ядра и элементарных частиц

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2013

Работа выполнена на факультете прикладной математики, физики и информационных технологий ФГОУ ВПО “Чувашский государственный университет”

Научный руководитель: доктор физио-математических наук, профессор

Телегин Геннадий Гаврилович

Официальные оппоненты: Дьяченко Александр Трофимович, доктор физико-математических наук, профессор ФГБОУ ВПО "Петербургский государственный университет путей сообщения", Санкт-Петербург, профессор
Фадеев Сергей Николаевич, кандидат физико-математических наук, Санкт-Петербургский государственный университет, Санкт-Петербург, с.н.с.

Ведущая организация: Научно-исследовательский институт ядерной физики имени Д.В.Скобельцына Московского государственного университета имени М.В.Ломоносова

Защита состоится "24" октября 2013 г. в ____ час. на заседании диссертационного совета Д212.232.16 по защите докторских и кандидатских диссертаций при Санкт-Петербургском государственном университете по адресу: 199034, Россия, Санкт-Петербург, Средний пр. В.О., д. 41/43, ауд. 304.

С диссертацией можно ознакомиться в научной библиотеке СПбГУ.

Автореферат разослан "____" _____ 2013__ г.

Ученый секретарь

диссертационного совета:

кандидат физико-математических наук,

доцент

Власников А.К.

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

Актуальность работы. Значительный прогресс в ядерной физике и технике в последние годы связан с применением низкоэнергетических (с энергией порядка 5 МэВ/нуклон) тяжелых ионов. Реакции передачи – срыва (stripping) и подхвата (pick-up) нуклонов (главным образом, нейтронов) дают дополнительные возможности получения и исследования изотопов атомных ядер, в том числе вблизи нейтронной границы устойчивости. Для поддержки экспериментальных исследований важно использовать компьютерные модели, максимально точно учитывающие сложные свойства атомных ядер и входящих в них нуклонов. К настоящему времени наибольшее развитие получили квазиклассическая модель А. Винтера малонуклонных передач и диссипативных процессов, реализованная в программе GRAZING, и основанный на квантовой теории возмущений метод искаженных волн (Distorted Waves Born Approximation, DWBA). Эти модели могут считаться дополняющими друг друга – в первой не учитывается оболочечная структура ядер, вторая принимает ее во внимание. Условием применимости обеих моделей является малость по сравнению с единицей вероятностей передач отдельных нуклонов. При касательных столкновениях, сопровождающихся сближением поверхностей атомных ядер до дистанции и действия ядерных сил, изменения волновых функций внешних нуклонов и вероятности их передач нельзя считать малыми. В подобных ситуациях результаты применения перечисленных моделей нельзя считать точными. Еще одна модель описания ядро-ядерных столкновений – нестационарный метод Хартри-Фока (TDHF – Time Depending Hartree-Fock's approximation), – предполагает одновременное рассмотрение всех нуклонов, отличается большой сложностью и не удобна для анализа поведения только внешних нуклонов сталкивающихся ядер. Вполне эффективным показал себя подход, основанный на решении нестационарного уравнения Шредингера, однако в проведенных расчетах не учитывалось спин-орбитальное взаимодействие, играющее важную роль в атомных ядрах. Таким образом, пока микроскопических моделей нуклонных передач недостаточно и они носят приближенный характер.

Цель диссертационной работы – дополнить учетом спин-орбитального взаимодействия модель независимых передач нуклонов с решением нестационарного уравнения Шредингера, провести компьютерное моделирование касательных столкновений значительного числа пар ядер и исследовать зависимость вероятностей и сечений передач от свойств внешних нуклонов ядер. В связи с этим в работе поставлены следующие задачи:

1. получить расчетную схему численного решения трехмерного нестационарного уравнения Шредингера и отработать технику компьютерного моделирования эволюции внешних нуклонов атомных ядер при их касательных столкновениях;
2. рассчитать в построенной микроскопической нестационарной квантовой модели вероятности и сечения нуклонных передач, выполнить сравнение с экспериментальными данными, выявить характерные черты и механизмы переходов нуклонов из одного ядра в другое.

Научная новизна работы заключается в следующем:

1. предложен и апробирован новый численный метод решения нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия нуклонов;
2. на основе расчетов эволюции волновых функций внешних нуклонов с различными квантовыми числами установлено, что наряду с энергией нуклона определяющее влияние на вероятность передачи имеет проекция момента нуклона на межъядерную ось в момент наибольшего сближения ядер;
3. показано, что нуклонные передачи начинаются по достижении радиуса действия ядерных сил из состояний с минимальным модулем проекции момента $\Omega = 1/2$, при сближении поверхностей ядер до расстояний около 1 фм начинают преобладать передачи из состояний с $\Omega = 3/2$; для больших значений Ω вероятности передач много меньше единицы.
4. для представительного набора пар сферических и деформированных сталкивающихся ядер проведены расчеты вероятностей и сечений нуклонных передач, получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными;

Научная и практическая значимость работы заключается в определении механизмов и ключевых параметров, определяющих малонуклонные передачи при низкоэнергетических ядерных реакциях. Разработанная микроскопическая нестационарная квантовая модель дает возможность более полно исследовать физические процессы, сопровождающие касательные столкновения атомных ядер.

Основные положения, выдвигаемые на защиту:

1. Для микроскопического анализа процессов нуклонных передач при низкоэнергетических ядерных реакциях разработаны новые модели, основные на численном решении нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия. Эти модели включают учет принципа Паули и учет возможной деформированности ядер.

2. Показана доминирующая роль нейтронных передач с малыми значениями проекции полного углового момента на межъядерную ось.
3. Получено согласие с экспериментальными данными результатов расчета по сечениям передач слабосвязанных нейтронов: количественное – для реакции ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$, качественное для реакций с участием магических ядер ${}^{90}\text{Zr}+{}^{208}\text{Pb}$, ${}^{40}\text{Ca}+{}^{208}\text{Pb}$, ${}^{40}\text{Ca}+{}^{96}\text{Zr}$.
4. Дано качественное объяснение различия сечений слияния реакций ${}^{18}\text{O}+{}^{58}\text{Ni}$, ${}^{16}\text{O}+{}^{60}\text{Ni}$ с учетом эволюции внешних нейтронов ядра ${}^{18}\text{O}$.

Личный вклад соискателя. Все результаты диссертации получены лично автором. Автор принимал непосредственное участие на всех этапах научно-исследовательской работы по теме диссертации в проведении расчётов, написании компьютерных программ, обработке, анализе и обсуждении полученных результатов, подготовке статей к публикации.

Апробация работы. Результаты диссертации докладывались на 59-й Международной конференции «Ядро 2009. Фундаментальные проблемы и прикладные аспекты ядерной физики: от космоса до нанотехнологий» Чебоксары (Россия), июнь 2009; on the 60th International Conference on Nuclear Physics «Nucleus 2010. Methods of Nuclear Physics for Femto- and Nanotechnologies» St. Petersburg (Russia), July 2010; 17-й Международной конференции «Математика. Компьютер. Образование», г. Дубна (Россия); январь 2010 г., 18-й Международной конференции «Математика. Компьютер. Образование», г. Пушкино (Россия), январь 2011 г.; 61 международной конференции «ЯДРО-2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, октябрь 2011, г. г.Саров, 62 международной конференции «ЯДРО 2012» «ФУНДАМЕНТАЛЬНЫЕ ПРОБЛЕМЫ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ, АТОМНОЙ ЭНЕРГЕТИКИ И ЯДЕРНЫХ ТЕХНОЛОГИЙ» (62 Совещание по ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра), Воронеж, 25 – 30 июня 2012 года, Международной конференции VI International Symposium on Exotic Nuclei “EXON - 2012” (1 - 6 октября 2012, Дальневосточный Федеральный Университет, г. Владивосток) и на 4-th International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2012), September 10 - 14, 2012 in Kyiv, Ukraine.

Публикации. По материалам диссертации опубликовано 13 работ, из них 5 – в изданиях, определённых ВАК Минобрнауки России.

Структура и объём диссертации. Диссертация состоит из введения, четырех глав, заключения, приложения и списка литературы. Объём диссертации – 129 страниц, включая 58 рисунков и 3 таблицы, список литературы содержит 130 наименований.

КРАТКОЕ СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Во введении обсуждается актуальность работы и мотивация проводимых исследований, даётся краткий обзор по теме диссертации.

В первой главе предложен и апробирован новый численный метод решения нестационарного уравнения Шредингера для независимых внешних нуклонов с учетом оператора спин-орбитального взаимодействия \hat{V}_{LS}

$$i\hbar \frac{\partial}{\partial t} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix} = \left\{ -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(\vec{r}, t) + \hat{V}_{LS}(\vec{r}, t) \right\} \begin{pmatrix} \Psi_1 \\ \Psi_2 \end{pmatrix}, \quad \hat{V}_{LS} = -\frac{b}{2\hbar} \vec{\sigma} [(\nabla V) \hat{p}], \quad (1)$$

где \hat{p} – оператор импульса, $\vec{\sigma} = \{\sigma_x, \sigma_y, \sigma_z\}$ – матрицы Паули, b – постоянная спин-орбитального взаимодействия

$$b = R_0^2 \kappa \frac{\hbar^2}{2m^2 R_0^2 c^2} = 0,022 R_0^2 \kappa, \quad (2)$$

κ – безразмерная постоянная, $R_0 = 1$ фм, m – масса нейтрона, c – скорость света. Потенциальная энергия нейтрона с радиус-вектором \vec{r} до момента касания поверхностей сталкивающихся ядер (ядерных остовов) складывается из энергий его взаимодействия с каждым из них

$$V(\vec{r}, t) = V_1(|\vec{r} - \vec{r}_1(t)|) + V_2(|\vec{r} - \vec{r}_2(t)|). \quad (3)$$

где $\vec{r}_1(t)$, $\vec{r}_2(t)$ – радиус-векторы центров ядер с массами m_1 , m_2 , определяемые из уравнений классической механики

$$m_1 \ddot{\vec{r}}_1 = -\nabla_{\vec{r}_1} V_{12}(|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|), \quad m_2 \ddot{\vec{r}}_2 = -\nabla_{\vec{r}_2} V_{12}(|\vec{r}_2 - \vec{r}_1|), \quad (4)$$

с потенциальной энергией взаимодействия ядер $V_{12}(r)$. Для численного решения уравнение (1) для компонент спинорной волновой функции Ψ_1 , Ψ_2 было записано в декартовой системе координат с введением безразмерных переменных $\tilde{r} = \vec{r}/R_0$, $\tilde{V} = V/E_0$, $\tilde{t} = t/t_0$,

где $E_0 = 1$ МэВ, $\frac{\hbar t_0}{m R_0^2} = 1$, $t_0 = \frac{m R_0^2}{\hbar} = 1.574 \cdot 10^{-23}$ с, $b_0 = t_0 E_0 / \hbar = 0.02412$,

$$i \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \Psi_1 = \left(-\frac{1}{2} \Delta + b_0 \tilde{V} \right) \Psi_1 + i \frac{b b_0}{2} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \tilde{x}} \right) + i \frac{b b_0}{2} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Psi_2}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Psi_2}{\partial \tilde{y}} \right) - \frac{b b_0}{2} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Psi_2}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Psi_2}{\partial \tilde{x}} \right), \quad (5)$$

$$\begin{aligned}
i \frac{\partial}{\partial \tilde{t}} \Psi_2 = & \left(-\frac{1}{2} \Delta + b \tilde{V} \right) \Psi_2 - i \frac{bb_0}{2} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Psi_2}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Psi_2}{\partial \tilde{x}} \right) \\
& + i \frac{bb_0}{2} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \tilde{y}} \right) + \frac{bb_0}{2} \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Psi_1}{\partial \tilde{x}} \right).
\end{aligned} \tag{6}$$

Для численного решения этих дифференциальных уравнений на равномерной сетке по координатам и с шагом по времени τ использовалась разностная схема второго порядка точности по τ на основе метода расщепления. Переход от временного слоя t_v с известными волновыми функциями $\Psi_{1,2}^v$ к слою $t_{v+1} = t_v + \tau$ и нахождение на нем волновых функций $\Psi_{1,2}^{v+1}$ осуществляется путем определения вспомогательных величин $\Phi_{1,2}$, $\chi_{1,2}$:

$$\left(1 + \frac{\tau}{8i} \Delta \right) \Phi_{1,2} = \left(1 - \frac{\tau}{8i} \Delta \right) \Psi_{1,2}^v, \tag{7}$$

$$\begin{aligned}
& \left(1 - \frac{\tau}{2i} b_0 \tilde{V} \right) \chi_1 - \\
& - \frac{\tau}{2i} bb_0 \left[i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \chi_1}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \chi_1}{\partial \tilde{x}} \right) + i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \chi_2}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \chi_2}{\partial \tilde{y}} \right) - \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \chi_2}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \chi_2}{\partial \tilde{x}} \right) \right] =
\end{aligned} \tag{8}$$

$$\begin{aligned}
& = \left(1 + \frac{\tau}{2i} b_0 u \right) \Phi_1 + \\
& + \frac{\tau}{2i} bb_0 \left[i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tilde{x}} \right) + i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tilde{y}} \right) - \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tilde{x}} \right) \right],
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& \left(1 - \frac{\tau}{2i} b_0 u \right) \chi_2 - \\
& - \frac{\tau}{2i} bb_0 \left[-i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \chi_2}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \chi_2}{\partial \tilde{x}} \right) + i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \chi_1}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \chi_1}{\partial \tilde{y}} \right) + \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \chi_1}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \chi_1}{\partial \tilde{x}} \right) \right] =
\end{aligned} \tag{9}$$

$$\begin{aligned}
& = \left(1 + \frac{\tau}{2i} b_0 u \right) \Phi_2 + \\
& + \frac{\tau}{2i} bb_0 \left[-i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tilde{y}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Phi_2}{\partial \tilde{x}} \right) + i \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{y}} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tilde{y}} \right) + \left(\frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{x}} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tilde{z}} - \frac{\partial \tilde{V}}{\partial \tilde{z}} \frac{\partial \Phi_1}{\partial \tilde{x}} \right) \right],
\end{aligned}$$

$$\left(1 + \frac{\tau}{8i} \Delta \right) \Psi_{1,2}^{v+1} = \left(1 - \frac{\tau}{8i} \Delta \right) \chi_{1,2}. \tag{10}$$

Для решения уравнений (7), (10), как и в аналогичной разностной схеме без спин-орбитального взаимодействия, было использовано быстрое комплексное преобразование Фурье. Для решения уравнений (8), (9) был использован метод Зейделя, причем из-за быстрой сходимости метода для получения результата было достаточно не более пяти

итераций. Численное решение уравнений (3) движения ядер выполнялось методом Рунге-Кутты четвертого порядка. При переходе от момента t к моменту $t + \tau$ в формулах (8), (9) потенциальная энергия нейтрона находилась для положений ядер $\vec{r}_i^* = [\vec{r}_i(t_v) + \vec{r}_i(t_v + \tau)]/2$. Разностная схема была реализована на алгоритмическом языке Фортран. Графическое представление плотности вероятности $\rho(\vec{r}, t) = |\psi_1(\vec{r}, t)|^2 + |\psi_2(\vec{r}, t)|^2$ позволяло наглядно видеть общий вид и особенности процессов нуклонных передач. Начальными условиями для уравнений (5), (6) являлись волновые функции состояний с квантовыми числами n, l, j и проекцией момента Ω на ось Oz – произведения радиальной $R_{nl}(r)$ части на шаровые спиноры. Радиальные части волновых функций $R_{nl}(r)$ находились путем численного решения радиального уравнения Шредингера.

Во второй главе на основе расчетов эволюции волновых функций внешних нуклонов с различными квантовыми числами представлены характерные черты и механизмы передачи нуклона из одного ядра в другое при энергиях вблизи кулоновского барьера.

Подтвержден полученный ранее без учета спин-орбитального взаимодействия вывод о начале передачи внешних нейтронов вдоль межъядерной оси на удалении нескольких фм от вершины кулоновского барьера (см. рис. 1). Показано, что для выявления основных механизмов нейтронных передач вдоль межъядерной оси при энергиях вблизи кулоновского барьера достаточно исследовать лобовые столкновения ядер, происходящие с сохранением проекции полного углового момента нейтрона Ω на межъядерную ось (см. рис. 1).

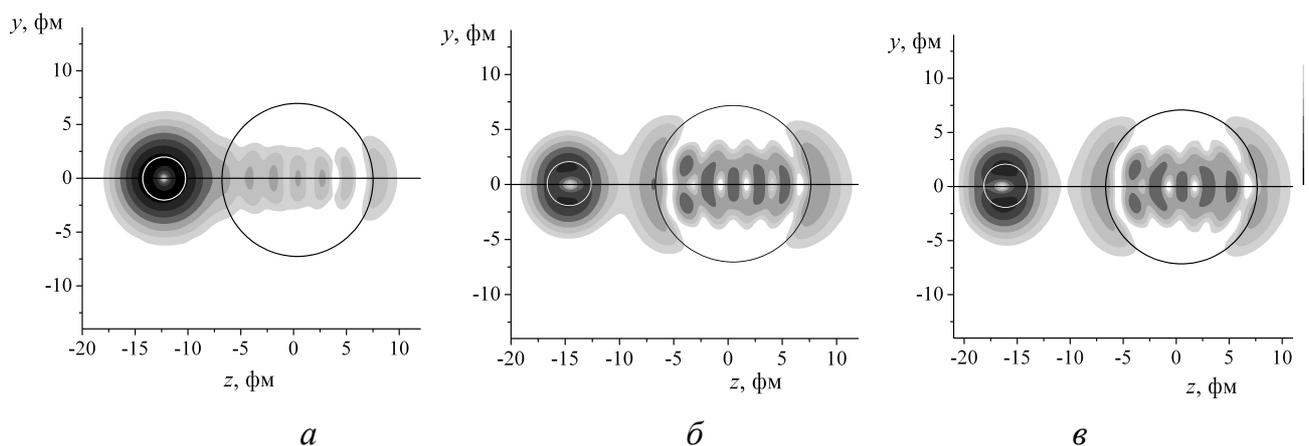


Рис. 1. Изменение плотности вероятности $\rho_t(x, y = 0, z, t)$ внешних нейтронов ядра ${}^6\text{He}$ с начальным состоянием $1p_{3/2}$ при лобовом столкновении с ядром ${}^{197}\text{Au}$ при энергии в системе центра масс $E = 18$ МэВ, ходу времени соответствует расположение рисунков слева направо

Показано, что вероятность перехода нейтрона из одного ядра в другое резко уменьшается с ростом модуля проекции полного углового момента Ω из-за перекрытия горловины между двумя потенциальными ямами ядер центробежным потенциальным барьером. Определены зависимости вероятности p передачи внешнего нейтрона от минимального расстояния s между поверхностями ядер, для сферических ядер радиусов R_1, R_2 : $s = R - R_1 - R_2$, см. рис. 2. Если точка наибольшего сближения не очень близка к вершине кулоновского барьера слияния, зависимость $p(s)$ (называемая формфактором) аппроксимируется выражением

$$p(s) \approx A[1 + \exp(Bs)]^{-1}, \quad (11)$$

где $B \approx 1 \text{ фм}^{-1}$, $A(E)$ – медленно убывающая функция энергии E . Экспоненциальный спад вероятности с удалением ядер друг от друга обусловлен затуханием волновой функции нейтрона в классически недоступной области, разделяющей ядра.

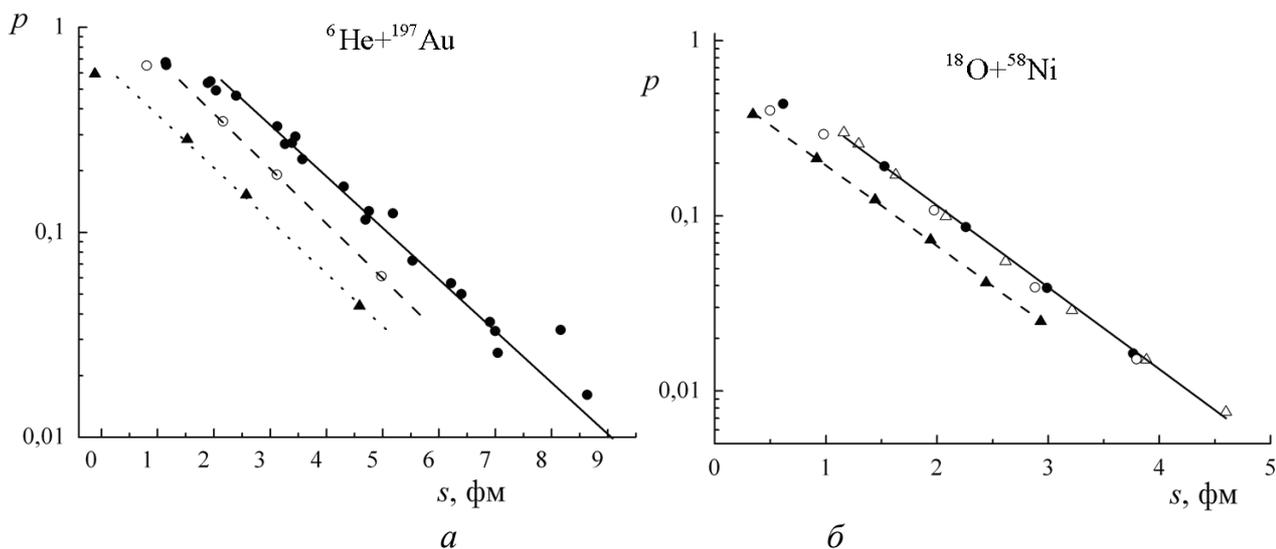


Рис. 2. Вероятности p передачи внешнего нейтрона ядра ${}^6\text{He}$ с энергией отделения нейтрона $\varepsilon = 1.8 \text{ МэВ}$ и внешнего нейтрона ядра ${}^{18}\text{O}$ с $\varepsilon = 8 \text{ МэВ}$ как функции минимального расстояния s между поверхностями ядер ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ (а) и ${}^{18}\text{O} + {}^{58}\text{Ni}$ (б) для энергий в системе центра масс: (а) от 18 до 22 МэВ (●), 30 МэВ (○) и 60 МэВ (▲), (б) 32 МэВ (△), 36 МэВ (●), 50 МэВ (○), 100 МэВ (▲)

Показано, что устойчивая картина распределения плотности вероятности на рис. 1 свидетельствует о преимущественном заселении двуцентровых состояний при переходе нейтрона из ядра в ядро. Двуцентровые (молекулярные) состояния нейтрона в поле двух неподвижных ядер (в адиабатическом приближении) вычислялись при решении уравнения Шредингера в цилиндрической системе координат. На рис. 3 показаны графики

зависимости от энергии ядер E (в системе центра масс) вероятностей передачи нейтрона и заселения состояния $1g_{9/2}(^{58}\text{Ni})$ после столкновения.

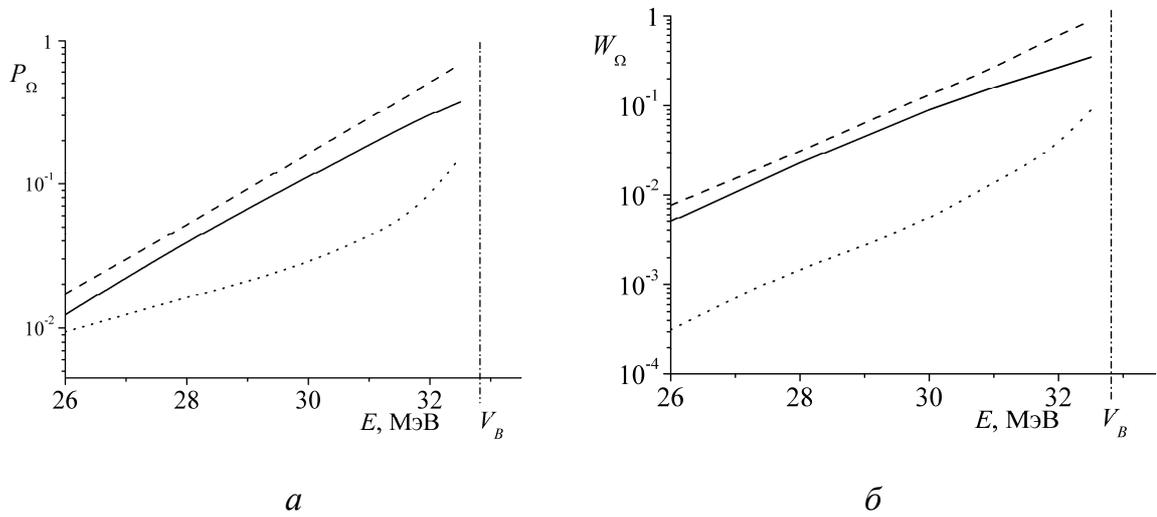


Рис. 3. Графики зависимости от энергии ядер в системе центра масс E_{cm} вероятностей P_{Ω} передачи нейтрона при лобовом столкновении в реакции $^{18}\text{O}+^{58}\text{Ni}$ и W_{Ω} заселения состояния $1g_{9/2}(^{58}\text{Ni})$ из начального состояния $1d_{5/2}$ ядра ^{18}O для проекции полного углового момента на межъядерную ось $\Omega = 1/2$ (сплошные кривые), $\Omega = 3/2$ (штриховые кривые) и $\Omega = 5/2$ (точечные кривые).

В третьей главе проведено систематическое исследование для представительного набора пар сталкивающихся сферических ядер: выполнены расчеты вероятностей и сечений нейтронных и протонных передач, получено удовлетворительное согласие с экспериментальными данными.

При этом была приближенно учтена тождественность нуклонов сталкивающихся ядер. Выполнение принципа Паули означает требование малости получаемых в ходе решения нестационарного уравнения Шредингера вероятностей заселения уже занятых уровней, лежащих ниже уровня Ферми ϵ_F

$$|a_{n,l,j,\Omega}(t)|^2 \ll 1, \epsilon_{n,l,j,\Omega} < \epsilon_F. \quad (12)$$

Поэтому рассмотрены два случая с выполнением и нарушением условия (12).

В случае захвата ядром нуклона, слабо связанным с другим ядром, например, в рассмотренных выше реакциях $^6\text{He}+^{197}\text{Au}$, $^{18}\text{O}+^{58}\text{Ni}$, $^{40}\text{Ca}+^{96}\text{Zr}$, это условие выполняется и результаты, полученные во второй главе, могут непосредственно применяться для расчета сечений передач.

Для реакции ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ вероятности w_1 передачи одного из двух нейтронов внешней оболочки $1p_{3/2}$ и w_{12} передачи одного или двух внешних нейтронов вычисляются с помощью формфактора $p(s)$, показанного на рис. 2б

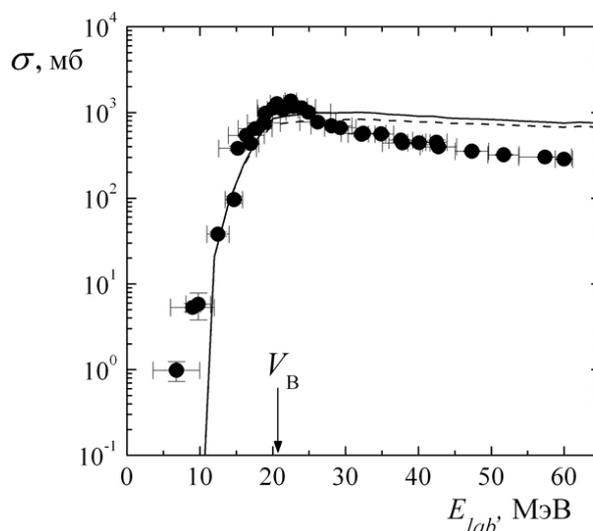
$$w_1 = 2p(1-p), \quad w_{12} = 1-(1-p)^2. \quad (13)$$

Изотоп ${}^{198}\text{Au}$ может образоваться в результате передачи одного или двух нейтронов с последующим испарением одного из них. Полное сечение передачи одного или двух внешних нейтронов, вычислялось в результате интегрирования по прицельным параметрам

$$\sigma = 2\pi \int_{b_0}^{\infty} w(b)b db, \quad (14)$$

где b_0 – минимальный прицельный параметр, соответствующий касательному (grazing) столкновению с сближением поверхностей ядер до расстояния $a \sim 0.7$ фм, равного характерному размеру (диффузности) поверхностной области ядер. Результаты расчетов по формулам (13)-(14) удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными по сечению передач нейтрона при реакции ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера V_B (см. рис. 4)

Рис. 4. Энергетическая зависимость сечения образования изотопа ${}^{198}\text{Au}$ в реакции ${}^6\text{He}+{}^{197}\text{Au}$: точки – экспериментальные данные, штриховая линия – расчет для передачи одного нейтрона, сплошная линия – расчет для передачи одного или двух нейтронов, V_B – кулоновский барьер.



Для реакции ${}^{18}\text{O}+{}^{58}\text{Ni}$ результаты, представленные на рис. 3, качественно объясняют превышение сечения слияния по сравнению с реакцией ${}^{16}\text{O}+{}^{60}\text{Ni}$, ведущей к образованию того же составного ядра. Межуровневый переход $1d_{5/2}({}^{18}\text{O}) \rightarrow 1g_{9/2}({}^{58}\text{Ni})$ с $\Omega = 3/2$ ответственен за передачу дополнительной энергии ядрам при приближении ядер к вершине кулоновского барьера и за рост сечения слияния σ в реакции ${}^{18}\text{O}+{}^{58}\text{Ni}$ по сравнению с реакцией ${}^{16}\text{O}+{}^{60}\text{Ni}$.

В результате расчетов было установлено выполнение условия (12) при захвате нейтронов магическим ядром ^{40}Ca при столкновениях с ядрами ^{96}Zr и ^{208}Pb , уровень Ферми в которых лежит существенно выше по сравнению с ^{40}Ca , а также при захвате нейтронов магическим ядром ^{90}Zr при столкновениях с ядром ^{208}Pb . Сравнение экспериментальных данных по сечениям $\sigma(\Delta N)$ передач ΔN нейтронов в реакциях $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$, $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $^{90}\text{Zr} + ^{208}\text{Pb}$ при энергиях вблизи кулоновского барьера V_B с результатами расчетов показало качественное согласие между ними.

Для случая нарушения условия (12) предложены два метода вычисления вероятности передачи нуклона от одного ядра другому. В более простом приближении в соответствии с принципом Паули исключаются переходы в уже занятые состояния

$$\tilde{p}_t(t) = \frac{1}{j+1/2} \sum_{\Omega=1/2} \int_{\omega} \bar{\Phi}^{(\Omega)} \Phi^{(\Omega)} dV = \frac{1}{j+1/2} \sum_{\Omega=1/2}^j \sum_{n,l,j} \left| a_{n,l,j,\Omega}(t) \right|^2 < p_t(t) \quad (15)$$

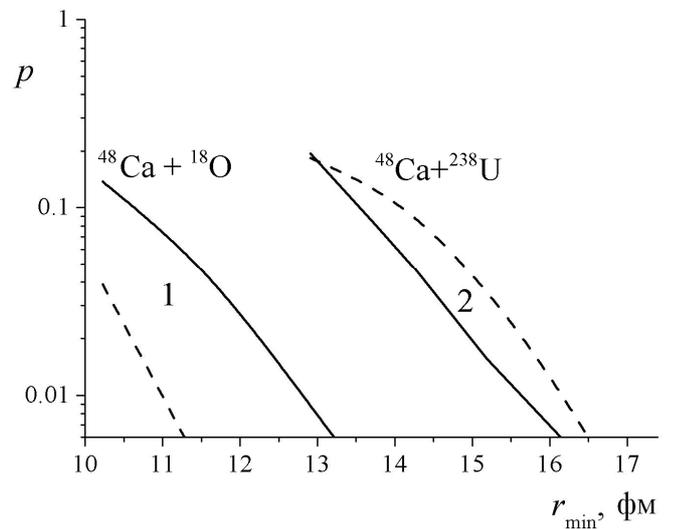
$\varepsilon_{n,l,j,\Omega} > \varepsilon_F$

где

$$\Phi^{(\Omega)}(r, \theta, \varphi, t) = \sum_{\substack{n,l,j \\ \varepsilon_{n,l,j,\Omega} > \varepsilon_F}} a_{n,l,j,\Omega}(t) \Psi_{n,l,j,\Omega}(r, \theta, \varphi), \quad (16)$$

$p_t(t)$ – вероятность передачи во все состояния дискретного спектра, ω – окрестность ядра, куда передается нуклон. Результаты подобных расчетов для реакций $^{48}\text{Ca} + ^{18}\text{O}$ и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ показаны на рис. 5.

Рис. 5. Вероятности срыва нейтронов с оболочки $1f_{7/2}$ ядра ^{48}Ca (штриховые линии) и захвата ядром ^{48}Ca (сплошные линии) нейтронов с оболочки $1d_{5/2}$ ядра ^{18}O (кривые 1) и с оболочки $2g_{9/2}$ ядра ^{238}U (кривые 2) в реакциях $^{48}\text{Ca} + ^{18}\text{O}$ (кривые 1) и $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ (кривые 2) в зависимости от минимального расстояния между ядрами r_{\min} ; расчет в приближении (15), (16)



В более сложном приближении вероятности передач $1, 2, \dots, N$ нуклонов находились с помощью антисимметричной комбинации одночастичных волновых функций, энергии которых в сталкивающихся ядрах были первоначально близки к уровням Ферми.

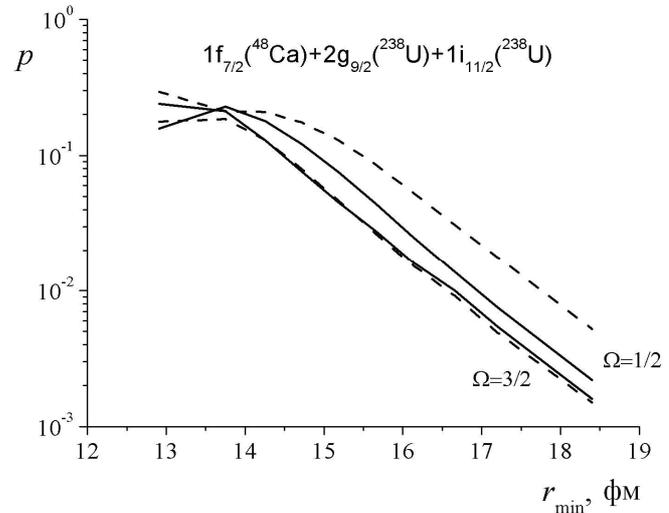
$$\Phi_M(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_n, t) = \frac{1}{\sqrt{M!}} \det \begin{bmatrix} \Psi_1(\vec{r}_1, t) & \dots & \Psi_1(\vec{r}_N, t) \\ \dots & \dots & \dots \\ \Psi_M(\vec{r}_1, t) & \dots & \Psi_M(\vec{r}_N, t) \end{bmatrix}. \quad (17)$$

$$P = \int \bar{\Phi}_M(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_M, t) \Phi_M(\vec{r}_1, \dots, \vec{r}_M, t) dV_1 \dots dV_M, \quad (18)$$

Эти выражения позволяют вычислить вероятности нахождения от 0 до M нуклонов в областях около каждого ядра, т.е. вероятности различных размещений M внешних нуклонов в двух ядрах.

Нейтронные передачи в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ рассмотрены в двух подходах. В первом ядро ^{238}U , являющееся в основном состоянии деформированным, рассматривалось как сферическое с радиусом $R_2 = r_0 A_2^{1/3}$, во втором (в главе 4) ядро считалось деформированным с осевой симметрией. В первом подходе были использованы два приближения: (15), (16) и (17), (18) с трехчастичной волновой функцией, включающей нейтроны в начальных состояниях $1f_{7/2}$ ядра ^{48}Ca и $2g_{9/2}, 1i_{11/2}$ “сферического” ядра ^{238}U . Результаты в двух приближениях на рис. 5, 6 показывают их близость и позволяют в дальнейшем применять более простое приближение (15), (16).

Рис. 6. Вероятности срыва одного нейтрона с проекциями момента на межъядерную ось $\Omega = 1/2, 3/2$ с оболочки $1f_{7/2}$ ядра ^{48}Ca (штриховые линии) и захвата ядром ^{48}Ca (сплошные линии) одного нейтрона с оболочек $2g_{9/2}$ и $1i_{11/2}$ “сферического” ядра ^{238}U в реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$ в зависимости от минимального расстояния между ядрами r_{\min} ; расчет в подходе (17), (18).



В четвертой главе проведены расчеты эволюции волновых функций внешних нейтронов и вероятностей нейтронных передач при столкновении сферического ядра с деформированным ядром (на примере реакции $^{48}\text{Ca} + ^{238}\text{U}$). Они демонстрируют возможность применения предложенного нестационарного подхода к исследованию широкого круга (практически любых) низкоэнергетических ядерных реакций. Для нахождения волновых функций внешних нейтронов были выполнены расчеты положений энергетических уровней ядра ^{238}U в зависимости от параметров квадрупольной и гексадекапольной деформации (рис. 7а). Изменение плотности вероятности самого

верхнего заполненного состояния с проекцией полного углового момента на ось симметрии ядра $\Omega = 5/2$ при лобовом столкновении с ядром ^{40}Ca показано на рис. 7б. Зависимости от минимального расстояния между поверхностями ядер s вероятностей p подхвата нейтрона из состояния $\Omega = 5/2$, $1j_{15/2}$ в реакции $^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ и срыва нейтрона с начальным состоянием $1f_{7/2}$ в реакции $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ показаны на рис. 8.

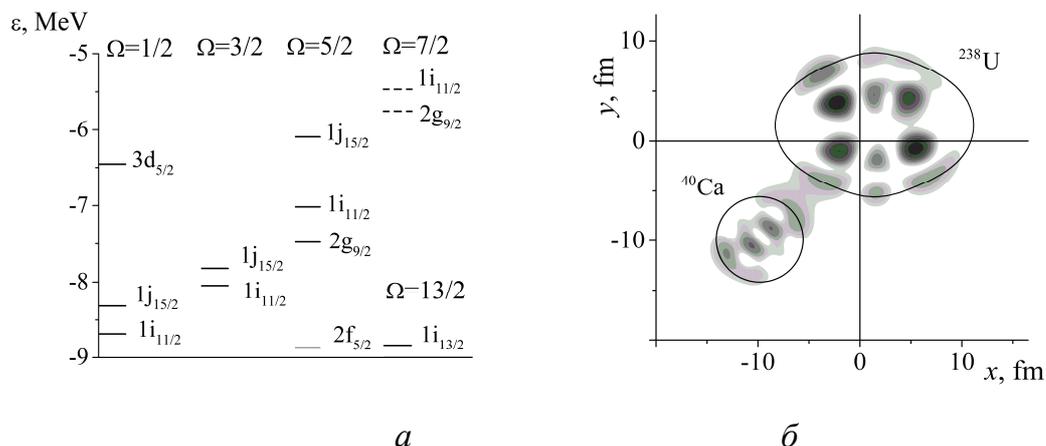


Рис. 7. а) Некоторые занятые (сплошные линии) и свободные (штриховые линии) верхние энергетические уровни для нейтронных состояний с модулем Ω проекции полного углового момента на ось симметрии ядра ^{238}U , указаны обозначения уровней сферического ядра в пределе нулевых параметров деформации. б) Плотность вероятности внешнего нейтрона ядра ^{238}U с начальным состоянием $\Omega = 5/2$, $1j_{15/2}$ при лобовом столкновении с ядром ^{40}Ca при энергии в системе центра масс $E = 192$ МэВ.

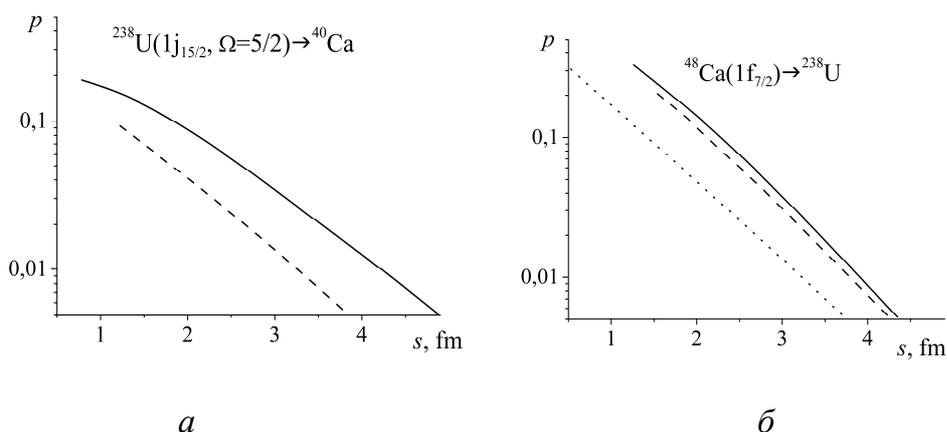


Рис. 8. Зависимости от минимального расстояния между поверхностями ядер s вероятностей p подхвата нейтрона из состояния $\Omega = 5/2$, $1j_{15/2}$ в реакции $^{40}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ (а) и срыва нейтрона с начальным состоянием $1f_{7/2}$ в реакции $^{48}\text{Ca}+^{238}\text{U}$ (б). Углы между осью симметрии деформированного ядра ^{238}U и начальной скоростью ядер Ca равны 45° (сплошные линии), 90° (штриховые линии) и 0° (точечная линия).

В заключении сформулированы результаты, выдвигаемые на защиту.

Основные результаты и выводы

1. Для микроскопического анализа процессов нуклонных передач при низкоэнергетических ядерных реакциях разработаны новые модели:

1.1. Независимых переходов на незанятые “замороженные” уровни сферической оболочечной модели другого ядра (без ограничений принципа Паули) численного решения нестационарного уравнения Шредингера с учетом спин-орбитального взаимодействия.

1.2. С исключением переходов на занятые “замороженные” уровни другого ядра из-за принципа Паули.

1.3. С применением антисимметричных комбинаций (слейтеровских определителей) зависящих от времени волновых функций нескольких (2-х, 3-х) состояний вблизи уровня Ферми для выполнения принципа Паули.

1.4. С применением нуклонных состояний несферического ядра для столкновений с участием деформированных ядер.

2. Показана доминирующая роль нейтронных передач с малыми значениями проекции полного углового момента на межъядерную ось.

3. Получено количественное согласие результатов расчета сечения передачи нейтрона в реакции ${}^6\text{He} + {}^{197}\text{Au}$ с экспериментальными данными.

4. Дано качественное объяснение различия сечений слияния реакций ${}^{18}\text{O} + {}^{58}\text{Ni}$, ${}^{16}\text{O} + {}^{60}\text{Ni}$ с учетом эволюции внешних нейтронов ядра ${}^{18}\text{O}$.

5. Дано качественное объяснение соотношения между экспериментальными сечениями чистого нейтронного подхвата в реакциях ${}^{90}\text{Zr} + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{40}\text{Ca} + {}^{208}\text{Pb}$, ${}^{40}\text{Ca} + {}^{96}\text{Zr}$.

Список публикаций по теме диссертации

1. Самарин В. В., Самарин К. В. Учет спин-орбитального взаимодействия при описании нуклонных передач в столкновениях ядер тяжелых ионов // Изв. РАН Сер. физ. 2010. Т. 74. № 4. С. 607-610.

2. Самарин К. В. Математическое моделирование нейтронных передач в ядерных реакциях с учетом спин-орбитального взаимодействия. // Компьютерные исследования и моделирование. 2010. Т. 2 № 4. С. 393–401.

3. Самарин В. В., Самарин К. В. Механизмы реакций передачи при низкоэнергетических столкновениях с нейтроноизбыточными ядрами // Изв. РАН. Сер. физ. 2011. Т. 75. № 7. С. 1027-1032.

4. Самарин В. В., Самарин К. В. Динамический туннельный эффект при низкоэнергетических ядерных реакциях с нейтроноизбыточными ядрами. // Изв. РАН. Сер. физ. 2012. Т. 76. № 4. С. 517-521.

5. Самарин К. В. Нестационарное квантовое описание малонуклонных передач в ядерных реакциях $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$, $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $^{90}\text{Zr} + ^{208}\text{Pb}$. // Изв. РАН. Сер. физ. 2013. Т. 77. № 4. С. 455-459.
6. Самарин В. В., Самарин К.В. Учет спин-орбитального взаимодействия при описании нуклонных передач в столкновениях ядер тяжелых ионов. // Тезисы докладов 59 международной конференции «ЯДРО-2009» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра (15-19 июня 2009 г., г. Чебоксары). – Санкт-Петербург: Изд. физ. ф-та СПбГУ. С. 224.
7. Samarin V. V., Samarin K. V. Transfer reaction mechanism at low energy collisions with neutrons-enriched nuclei. // Book of abstract LX International Conference on Nuclear Physics “NUCLEUS 2010” (July 6-9, 2010, Saint-Petersburg, Russia). – Saint-Petersburg. P. 300.
8. Самарин К.В. Математическое моделирование нейтронных передач в ядерных реакциях с учетом спин-орбитального взаимодействия. // Материалы 17-й Международной конференции «Математика. Компьютер. Образование» (25-30 января 2010 г., г. Дубна). – Ижевск: Изд-во НИЦ “Регулярная и хаотическая динамика”. С. 179.
9. Самарин К.В. Математическое моделирование нейтронных передач при низкоэнергетических касательных ядерных столкновениях. // Материалы 18-й Международной конференции «Математика. Компьютер. Образование», г. Пущино (Россия), январь 2011. С. 232.
10. Самарин В. В., Самарин К.В. Динамический туннельный эффект при низкоэнергетических ядерных реакциях с нейтроноизбыточными ядрами. // Тезисы докладов 61 международной конференции «ЯДРО-2011» по проблемам ядерной спектроскопии и структуре атомного ядра, 10-14 октября 2011, РФЯЦ-ВНИИЭФ, г. Саров. С. 157-158.
11. Samarin K.V. Time-dependent quantum description of few nucleons transfers at nuclear reactions $^{40}\text{Ca} + ^{96}\text{Zr}$, $^{40}\text{Ca} + ^{208}\text{Pb}$, $^{90}\text{Zr} + ^{208}\text{Pb}$. // LXII International conference NUCLEUS 2012. Fundamental problems of nuclear physics, atomic power engineering and nuclear technologies. (June 25-30, 2012, Voronezh, Russia). Book of abstracts. – Saint-Petersburg. 2012. P. 211.
12. K.V.Samarin. Time-dependent quantum description of few nucleons transfers at nuclear reactions. // Proceedings of 4-th International Conference on Current Problems in Nuclear Physics and Atomic Energy (NPAE-Kyiv2012), September 10 - 14, 2012 Kyiv, Ukraine. P. 229-233.
13. Samarin V.V., Samarin K.V. Microscopic analysis of nucleon transfers processes in low energy nuclear reactions with neutron-enriched nuclei ^6He , ^{18}O , ^{48}Ca . VI International Symposium on Exotic Nuclei EXON 2012 (Vladivostok, Russia, 1-6 October 2012). Abstract. P. 85.